

А при $R > R_1$ имеем другую ситуацию:

$$f_1(R) = \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_1} \left(\frac{R_1}{R} \right)^{1/2} - \frac{\dot{M}_2}{\dot{M}_1} - \left(\frac{R_d}{R} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{R_1}{R} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{R}{R_{out}} \right)^{1/2} \right],$$

$$f_2(R) = \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_1} \left(\frac{R_1}{R} \right)^{1/2} \frac{R - R_1}{R_{out} - R_1} - \frac{\dot{M}_c (R_{out} - R)}{\dot{M}_1 (R_{out} - R_1)} - \frac{\dot{M}_2}{\dot{M}_1} - \left(\frac{R_d}{R_1} \right)^{1/2} \approx 1 - \frac{R}{R_{out}}. \quad (100.II)$$

Подчеркнем, что на аккрецирующую звезду попадает поток массы $\dot{M}_1 \leq \dot{M}_c$. Из (95.II) видно, что \dot{M}_1 практически совпадает с \dot{M}_c .

В работе Колыхалова и Сюняева (1979) рассчитана также радиальная структура диска аналогично тому, как это сделано в стандартной модели дисковой аккреции (Шакура и Сюняев, 1973). Внешний радиус диска, по-видимому, не сильно превышает радиус гравитационного захвата R_G . Здесь оттекающее по диску вещество "сдувается" звездным ветром. В случае безызлучательной ударной волны при $R \approx R_G$ вопрос о внешней границе диска сложнее. Возможно, радиус внешней границы диска достигает размеров полости Роша компактной звезды: $R_{out} \approx a$. В этом случае вращательный момент может передаваться приливными силами орбитальному движению двойной системы (Голдрайх и Пил, 1968).

§ 10. Двухпотоковая аккреция

В ряде астрофизических ситуаций движение вещества вблизи компактной звезды можно представить в виде двух потоков — дискового и сферически-симметричного (Липунов, 1980). Перечислим лишь некоторые случаи.

А. Пусть нормальная звезда заполняет свою полость Роша и истекает через внутреннюю точку Лагранжа. Другими словами, реализуется наиболее благоприятный для образования аккреционного диска режим аккреции. Вещество, текущее в струе газа, обладает значительным угловым моментом и образует дисковый поток вокруг компактной звезды. В то же время совершенно очевидно, что из нормальной звезды при этом может истекать и звездный ветер. Если скорость звездного ветра значительно превышает орбитальную скорость, то вращательный момент захваченного вещества будет мал и вблизи компактной звезды оно будет двигаться практически радиально. В результате вблизи нейтронной звезды при $R \ll R_G$ (R_G — радиус гравитационного захвата для звездного ветра) будут присутствовать два независимых (в первом приближении) потока вещества.

Б. Аналогичная ситуация возникает в тех случаях, когда нормальная звезда быстро вращается и сбрасывает вещество за счет центробежных и приливных сил вдоль экватора вращения. Это вещество, обладая малой радиальной скоростью, имеет большой вращательный момент относительно компактной звезды и также может образовать аккреционный диск.

С другой стороны, как и в предыдущем случае, ничто не мешает нормальной звезде испускать мощный звездный ветер, и следовательно, опять возникает картина двухпоточковой аккреции. Эта ситуация может реализоваться в двойных системах (с Ве-звездами).

В. Пусть нормальная звезда теряет вещество только в виде звездного ветра. Параметры ветра и двойной системы таковы, что аккреционный диск начинает образовываться глубоко под радиусом захвата, а затем расплзается до радиуса захвата. Эта картина была рассмотрена Кольхаловым и Сюняевым (1979) (см. предыдущий параграф). Результатом ее также будет являться появление двух потоков.

Г. Рассмотрим чисто радиальную аккрецию на быстро вращающуюся замагниченную звезду. Как будет показано далее (см. гл. VI), при большой скорости вращения аккрецирующей звезды ее магнитное поле препятствует падению вещества на поверхность звезды. Вещество накапливается вокруг звезды, отнимая ее вращательный момент. Постепенно оболочка уплощается вдоль экватора вращения звезды, образуя аккреционный диск. Опять возникает двухпоточковая аккреция (хотя, скорее всего, нестационарная).

Как видим, двухпоточковая аккреция весьма распространена и заслуживает детального изучения. Взаимодействие двух потоков может привести к наблюдаемым эффектам. Во-первых, при столкновении потоков выделяется значительная энергия. Вещество сферического потока после столкновения нагревается до температуры, соответствующей свободному падению, которая намного превышает температуру аккреционного диска. Во-вторых, изменяется динамика диска. Уравнение передачи момента в диске в этом случае подобно рассмотренному в предыдущем параграфе.

§ 11. Аккреция магнитных полей

В § 2 этой главы мы уже отмечали, что хаотические магнитные поля в аккрецируемом веществе связывают движение частиц, обеспечивая газодинамический характер аккреции. Но возникает вопрос, не могут ли магнитные поля в процессе аккреции возрасти настолько, что они начнут существенно влиять на динамику падения вещества.

Ответ на этот вопрос, очевидно, зависит от "игры" двух конкурирующих механизмов: усиления магнитных полей, связанного с их "вмороженностью" в вещество, а с другой стороны, диссипации магнитного поля путем перезамыкания силовых линий — омические потери всегда малы.

Шварцман (1970б) сформулировал теорему о равномерном распределении, в которой предположил, что если на каком-либо расстоянии от аккрецирующей звезды установилось примерное равенство магнитной и гравитационной энергии в падающем веществе, то оно и дальше будет сохраняться. Действительно, гравитационная энергия нарастает при приближении к звезде как $\epsilon_{gr} \sim R^{-5/2}$ (формула (16.11)). В то же время плотность магнитной энергии "вмороженных" полей растет быстрее: $\epsilon_m = B^2/8\pi \sim R^{-4}$, так что магнитная энергия довольно быстро "догоняет" гравитационную энергию. Однако неравенство $\epsilon_m \gg \epsilon_{gr}$ невозможно, поскольку энергия магнитного поля черпается из гравитационной энергии. Следовательно, процессы аннигиляции магнитных полей должны привести к